

ПРАВИТЕЛЬСТВО РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ
«САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ»
(СПбГУ)
Кафедра оптики
Направление «Физика»



Траектории заряженных и нейтральных частиц в полях разных конфигураций

Выпускная квалификационная работа
студентки бакалавриата
Олевской Виктории Владимировны

Научный руководитель:
д.ф-м.н. проф. **Ю.Б. Голубовский**

Рецензент:
д.ф-м.н. проф. **Ф.Г. Бакшт**

Санкт-Петербург

2017

Аннотация.

В работе исследуются траектории электронов и однозарядных ионов в кулоновском и экранированном кулоновском потенциале. Эта задача весьма актуальна при изучении Dusty plasmas. Рассмотрен случай захваченных ионов, когда они испытывают перезарядку при движении к пылевой частице. Наряду с заряженными частицами описывается образование квазимолекул путем расчета траекторий с учетом эффекта закручивания. Рассмотрены потенциалы типа Леннарда – Джонса. Проведено детальное исследование процессов образования эксимерных молекул ртути – ксенон.

Ключевые слова:

Dusty plasmas, лимитационное движение, экранированный кулоновский потенциал, квазимолекулы, траекторные эффекты, эксимеры.

Abstract.

The trajectories of electrons and singly charged ions in the Coulomb and screened Coulomb potential are studied in this paper. This problem is relevant to the study of Dusty plasmas. The case of trapped ions is considered; in which they experience charge exchange when moving toward a dust particle. Along with the charged particles, the formation of quasimolecules is described by calculating trajectories taking into account the orbiting effect. Potentials of the Lennard-Jones type are considered. A detailed study of the formation of excimer molecules of quicksilver-xenon has been conducted.

Key words:

Dusty plasmas, limitational movement, screened Coulomb potential, quasimolecules, trajectory effects, excimers.

Содержание

Введение	2
1 Теория	4
2 Движение заряженных частиц	5
2.1 Модельные потенциалы	5
2.2 Распределение заряженных частиц по скоростям в плазме	5
2.3 Движение электронов	5
2.4 Движение ионов	7
2.4.1 Движение свободных ионов	7
2.4.2 Движение захваченных ионов	8
3 Движение нейтральных частиц	10
3.1 Модельные потенциалы	10
3.2 Движение в потенциалах Леннарда-Джонса	10
3.3 Процесс образования эксимерных молекул	14
Заключение	16
Благодарности	17
Литература	18

Введение

Процессы столкновений частиц в той или иной форме являются основным источником наших знаний о микромире [1]. При рассмотрении физической картины различных процессов такого масштаба и нахождении потенциалов взаимодействия возникает необходимость решения обратной задачи рассеяния. Квантово - механическое решение такой задачи затруднительно в силу ряда причин, поэтому практическое применение нашли квазиклассические подходы [2]. Одним из таких подходов является метод классических траекторий, в котором задача разбивается на три этапа: выбор начальных условий, имитирующих реальные экспериментальные ситуации, интегрирование классических уравнений движения и анализ продуктов столкновений [3]. Преимуществом такого подхода является наглядное представление протекающих процессов.

В данной работе изучается влияние выбора модельных представлений на получаемые параметры на примере исследования траекторий движения частиц в полях различных конфигураций.

Траектории движения важны для изучения процессов, происходящих в низкотемпературной плазме, содержащей как заряженные, так и нейтральные частицы. Были рассмотрены два процесса: потоки заряженных частиц в пылевой плазме и образование эксимерных молекул.

Пылевая плазма (dusty plasma) – ионизированный газ, в котором содержатся заряженные частицы конденсированного вещества. Такая плазма широко распространена в космосе, при травлении и обработке поверхностей, её можно встретить в термоядерных установках с магнитным удержанием.

Пылевая компонента может как специально быть введена в плазму, так и самопроизвольно образоваться в результате различных процессов. Пылевые частицы обычно могут наблюдаться невооруженным глазом или с помощью простейшей оптической техники, что позволяет существенно упростить методы диагностики параметров пылевых частиц и окружающей плазмы. Это также дает принципиальную возможность проводить измерения с прямым определением функции распределения пылевых частиц по координатам и импульсам $f_d(r, p, t)$, позволяя тем самым детально исследовать фазовые переходы, процессы переноса, низкочастотные колебания в пылевой плазме и т.д. на кинетическом уровне.

Попадая в плазму, пылевые частицы приобретают заряд и становятся еще одной заряженной компонентой плазмы. При этом они являются центрами рассеяния и рекомбинации ионов и электронов и источниками вторичных электронов (вследствие фото-, термоэлектронной и вторичной электронно-ионной эмиссии). Это означает, что пылевая компонента может существенно влиять на ионизационное равновесие. [4]

Эксимерные молекулы (аббревиатура от EXIted diMER) — возбужденные молекулы, которые образуют устойчивую химическую связь только в возбужденном электронном состоянии. К такому классу молекул относятся двухатомные молекулы, один из атомов которых обладает замкнутой электронной оболочкой. В основном состоянии этой молекулы обменное взаимодействие между

атомами, отвечающее перекрытию электронных оболочек, соответствует отталкиванию при нормальных термо-динамических условиях. Поэтому химическая связь в основном состоянии молекулы отсутствует, а при возбуждении атома с замкнутой оболочкой возникает притяжение. Атомы начинают двигаться в притягивательно-отталкивательном потенциале и образуется так называемая квазимолекула. Термином «квазимолекула» обозначается система из двух атомов, сближающихся и расходящихся в процессе столкновения, при этом локализующихся друг относительно друга на времена, на порядки превышающее пролетное. [5]

Согласно прикладным исследованиям, основная информация по эксимерным молекулам относится к молекулам, состоящих из двух атомов инертного газа, либо из атома инертного газа и атома галогена или металла. [6]

Рассмотренные выше физические объекты являются предметом исследования применения различных модельных потенциалов с целью анализа возможности детального описания и корректного вычисления характеристик происходящих с ними процессов.

1 Теория

Рассмотрим задачу о движении в центральном поле. Согласно [7], движение двух частиц можно свести к движению приведенной массы μ в системе центра масс. Как известно, при движении в таком поле момент системы сохраняется:

$$M = [\mathbf{r}\mathbf{p}] = \text{Const}$$

Функция Лагранжа в таком поле принимает вид:

$$L = \frac{\mu}{2}(\dot{r}^2 + r^2\dot{\varphi}^2) - U(r)$$

Обобщенный импульс совпадает $p_\varphi = \mu r^2\dot{\varphi}$ с моментом $M_z = M = \mu r^2\dot{\varphi}$. Выражение для энергии будет:

$$E = \frac{\mu}{2}(\dot{r}^2 + r^2\dot{\varphi}^2) + U(r) = \frac{\mu\dot{r}^2}{2} + \frac{M^2}{2\mu r^2} + U(r)$$

Тогда

$$\varphi = \int \frac{M/r^2}{\sqrt{2\mu[E - U(r)] - M^2/r^2}} dr + \text{Const} \quad (1.0.1)$$

В данной задаче удобно момент M можно представить через E – полную энергию, которая будет равна кинетической энергии ионов на бесконечности, и b – прицельный параметр:

$$M = \mu b v_\infty = b\sqrt{2E\mu}, \text{ т.к. } v_\infty = \sqrt{\frac{2E}{\mu}}$$

Интеграл принимает вид:

$$\varphi = \int \frac{\frac{b}{r^2}}{\sqrt{1 - \frac{b^2}{r^2} - \frac{U(r)}{E}}} dr + \text{Const} \quad (1.0.2)$$

Центробежный член имеет большое значение и является причиной интересных эффектов. Для его описания удобно ввести эффективный потенциал [8]:

$$U_{\text{eff}}(r, E, b) = \frac{Eb^2}{r^2} + U(r) \quad (1.0.3)$$

Подставляя различные потенциалы в формулу 1.0.2 мы можем изучать движение частиц в различных процессах. Выбор потенциала определяется условиями задачи. Если потенциал $U(r)$ имеет простой вид типа $\frac{1}{r}$ и $\frac{1}{r^2}$, то существует аналитическое решение интеграла 1.0.2. Но для более сложных потенциалов интегрировать следует численными методами. Соответствующая программа была разработана в среде Matlab.

2 Движение заряженных частиц

2.1 Модельные потенциалы

Как было сказано ранее, пылевая частица в плазме приобретает заряд. Это происходит из-за поглощения налетающих на нее ионов и электронов, но так как подвижность электронов во много раз превышает подвижность ионов, частица заряжается отрицательно. Мы считаем, что когда потоки ионов и электронов выравниваются, частица заряжается до постоянного потенциала U_0 . Пробный заряд, помещенный в плазму, создает возмущенную область слоя объемного заряда, которая может быть описана кулоновским:

$$U(r) = \begin{cases} U_0, & \text{если } r < a; \\ \frac{U_0}{r}, & \text{если } r > a; \end{cases} \quad (2.1.1)$$

или экранированным кулоновским потенциалом:

$$U(r) = \begin{cases} U_0, & \text{если } r < a; \\ \frac{U_0}{r} \cdot e^{-(\frac{r}{d}-\frac{a}{d})}, & \text{если } r > a; \end{cases} \quad (2.1.2)$$

где a - размер частицы, $d \sim \sqrt{\frac{kT_e}{4\pi n e^2}}$ - параметр экранирования порядка дебаевского радиуса.

Так как масса частицы много больше масс иона и электрона, то приведенная масса μ равняется массе иона или электрона соответственно, что позволяет нам оставаться в лабораторной системе координат.

Возьмем размер частицы $a = 2$ мк, а потенциал $U_0 = 12$ В

2.2 Распределение заряженных частиц по скоростям в плазме

Будем считать, что электроны в плазме распределены по энергиям согласно Максвелловской функции со средним значением энергии $\langle E \rangle = 3$ эВ. Для того, чтобы достичь частицы, энергия электрона должна превосходить 12 эВ. ФР ионов напоминает дельта-функцию, и поэтому мы можем считать, что ионы во всей плазме имеют одну и ту же энергию $E = 0.03$ эВ, рис.2.1.

2.3 Движение электронов

Электроны движутся в отталкивательном потенциале, $U_0 > 0$. Для электронов экранирование не меняет форму эффективного потенциала, а только смещает его, поэтому мы можем рассматривать только кулоновский потенциал 3.2.3. [4]

Для кулоновского потенциала имеется аналитическое решение интеграла 1.0.2 и можно легко построить траектории [7], рис. 2.2.

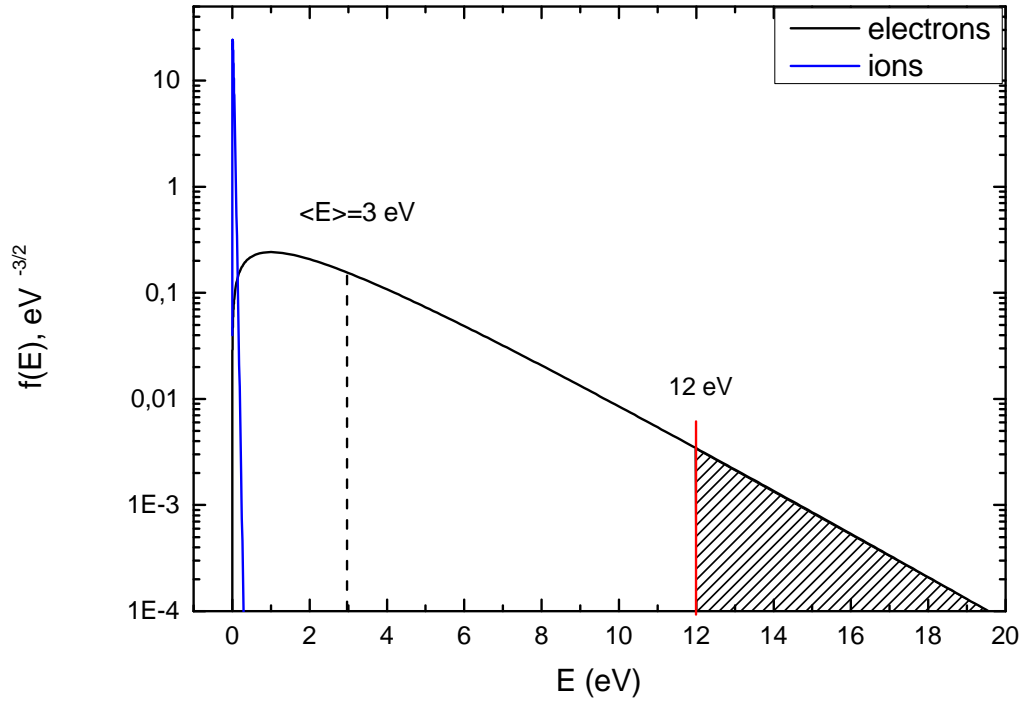
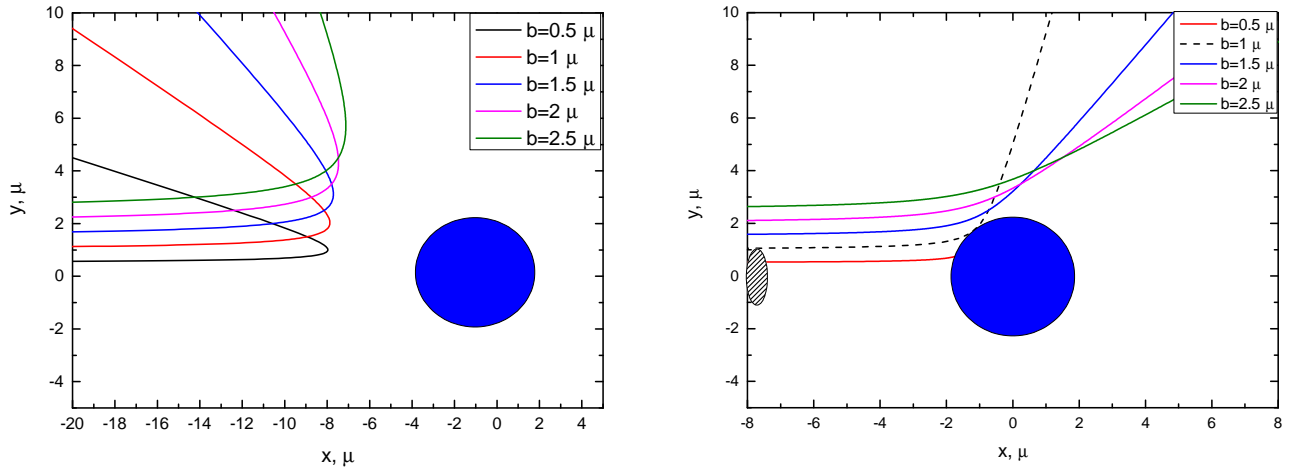


Рис. 2.1: Максвелловская функция распределения электронов со средней энергией 3 эВ и ионов с комнатной температурой. Красной линией показана наименьшая энергия электронов, необходимая для поглощения. Часть поглощаемых электронов заштрихована.



а)

б)

Рис. 2.2: Траектории движения электронов с $E = 3$ эВ (а) и $E = 15$ эВ (б). Также показано сечение поглощения (пунктир, заштрихованная область).

Только малая доля электронов способна достигнуть поверхности и поглотиться, при этом сечение поглощения меньше размеров частицы.

2.4 Движение ионов

Ионы движутся в притягивательном потерциале $U_0 < 0$. В плазме имеют место свободные ионы, которые налетают на пылевую частицу в бесконечности с энергией $E = 0.03$ эВ, и захваченные, которые испытывают резонансную перезарядку и резко теряют энергию.

2.4.1 Движение свободных ионов

Сначала рассмотрим движение в кулоновском потенциале 3.2.3. Оно представлено на рис. 2.3. Видно, что для прицельных параметров, график эффективного потенциала которых перестает иметь резкий излом, возникающий из-за размеров частицы, ионы пролетают мимо частицы. Так как поле сферы эквивалентно полю точечного заряда, при заданном заряде пылевой частицы поглощение будет определяться ее размерами.

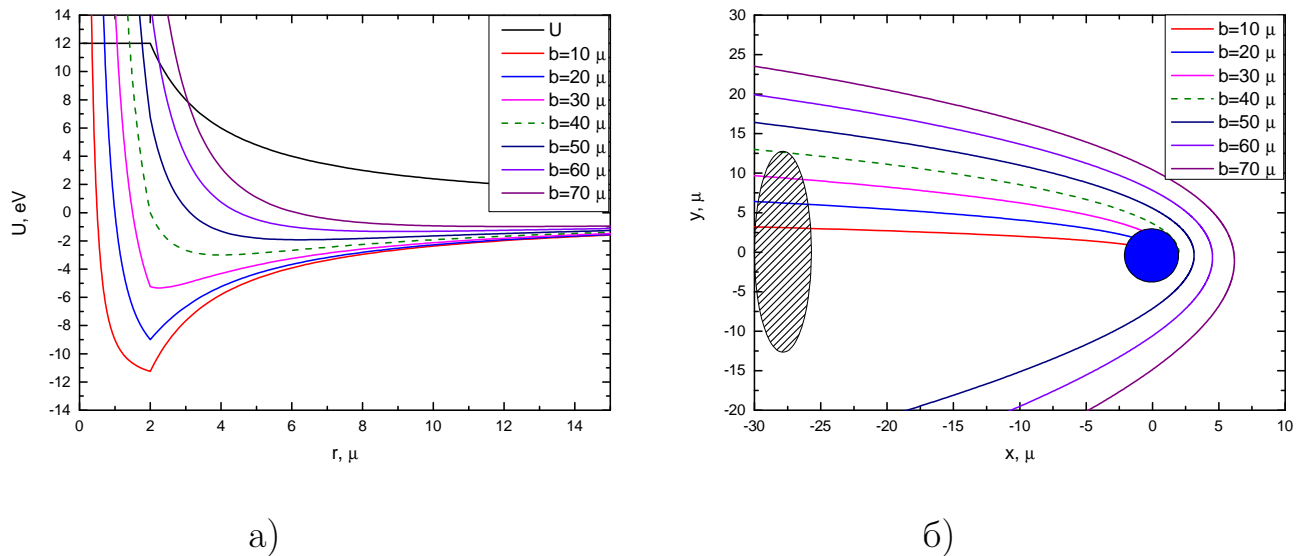


Рис. 2.3: Графики кулоновского и эффективных потенциалов(а) и траектории движения ионов (б). Также показано сечение поглощения (пунктир, заштрихованная область).

Далее рассмотрим экранированный кулоновский потенциал 2.1.2 с параметром экранирования $d = 20$ мк. Такой потенциал не имеет аналитического решения и для построения траекторий была использована специальная программа, о которой упоминалось ранее на стр.1. Результаты, полученные с помощью этой программы, крайне интересные: ионы начинают вращаться вокруг частицы, возникает так называемое лимитационное движение, рис.2.4. Такое закручивание траекторий наблюдается для прицельных параметров, график эффективного потенциала которых имеет минимум. Сечение определяется уже не размером частицы, а некоторой лимитационной сферой. [9]

Сечение поглощения вырастает в 4 раза при учете экранирования. Следовательно, экранирование оказывает большое влияние на ток ионов.

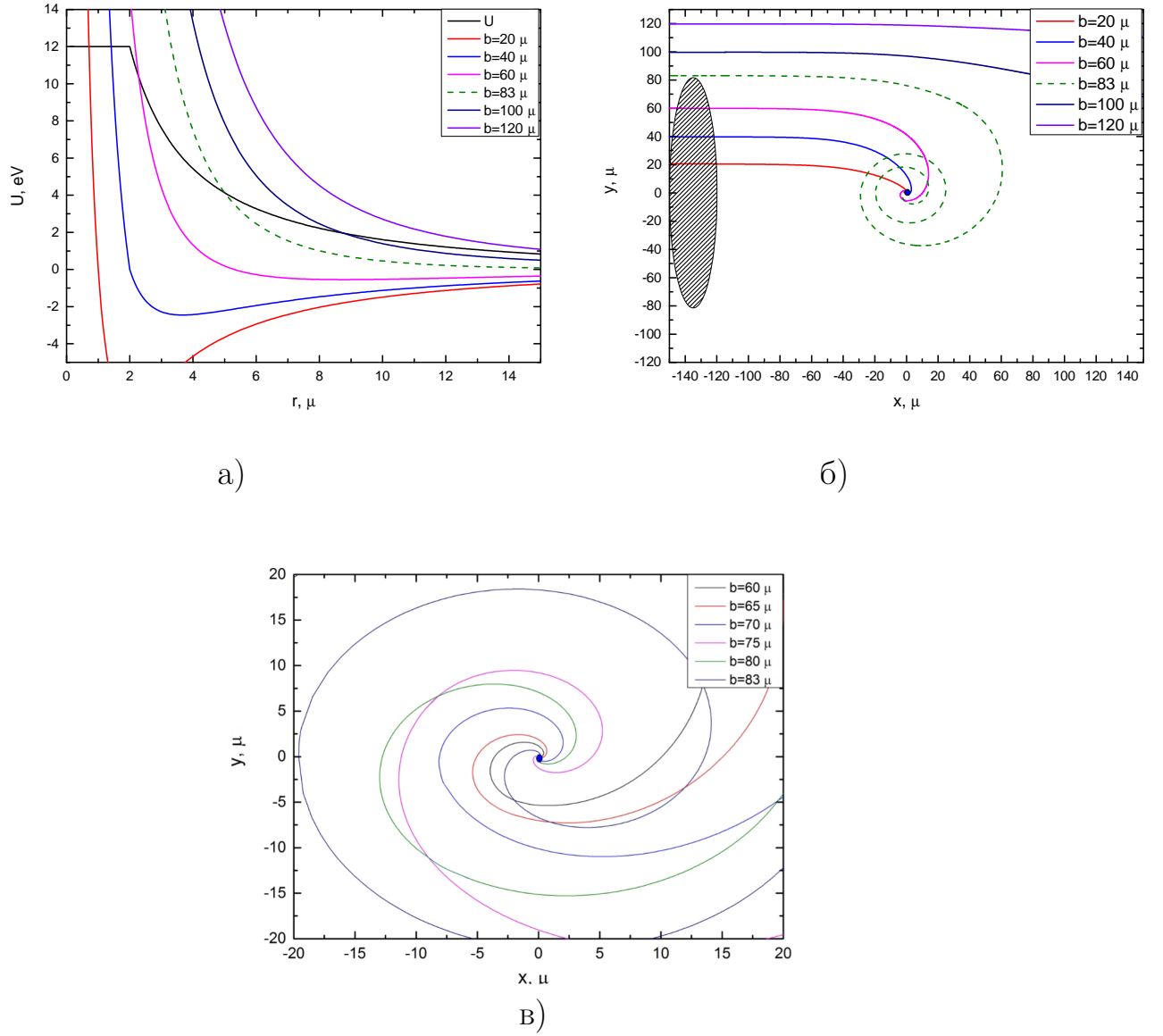


Рис. 2.4: Графики кулоновского и эффективных потенциалов(а) и траектории движения ионов (б). Также показано сечение поглощения (пунктир, заштрихованная область). Область лимитационного движения представлена более детально (в).

2.4.2 Движение захваченных ионов

Ионы в плазме могут испытывать резонансную перезарядку и резко терять свою энергию. Рассмотрим ионы, которые после перезарядки на расстоянии R имеют энергию $E = 0.03$ эВ.

В кулоновском потенциале такие ионы начнут вращаться вокруг пылевой частицы по замкнутой траектории, становясь захваченными. Траекторией движения является эллипс, параметры которого определяются расстоянием от центра на котором произошла перезарядка R и углом θ между вектором скорости и радиус вектором. Соответственно мы можем варьировать один из параметров, фиксируя другой, рис.2.5. Также, траектории могут иметь вид розеток [7], [10].

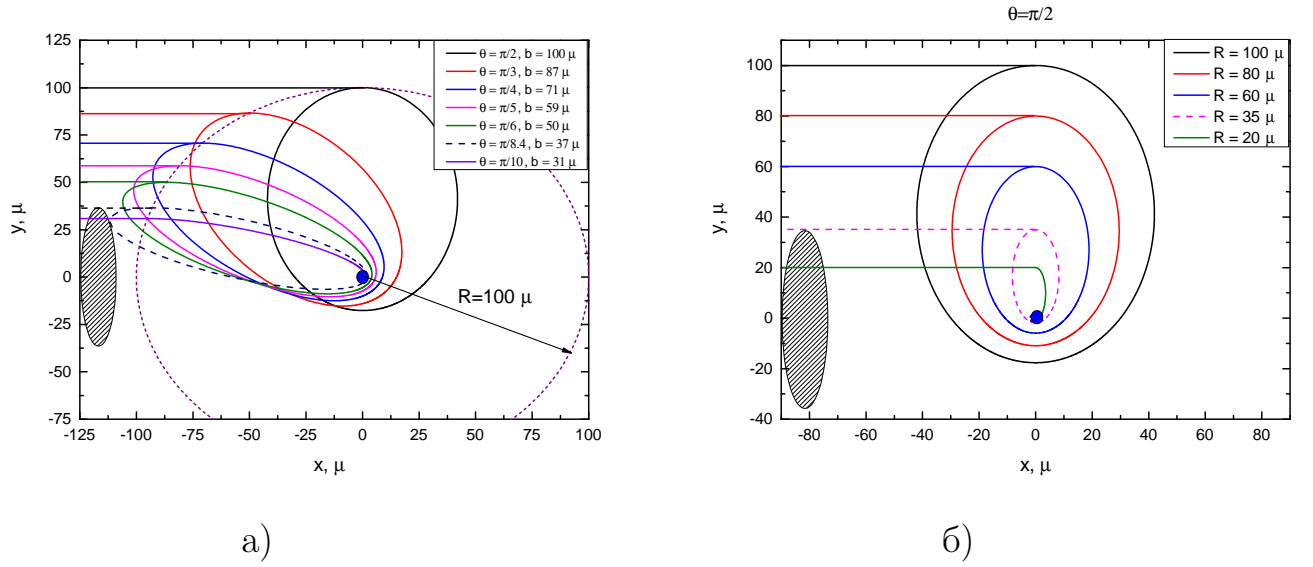


Рис. 2.5: Движение захваченных ионов в кулоновском потенциале при фиксированном расстоянии перезарядки (а) и при фиксированном угле (б). Также показано сечение поглощения (пунктир, заштрихованная область).

В экранированном кулоновском потенциале захвата ионов не будет происходить, рис. 2.6. Для захваченных ионов сечение поглощения определяется размерами частицы независимо от учета экранировки.

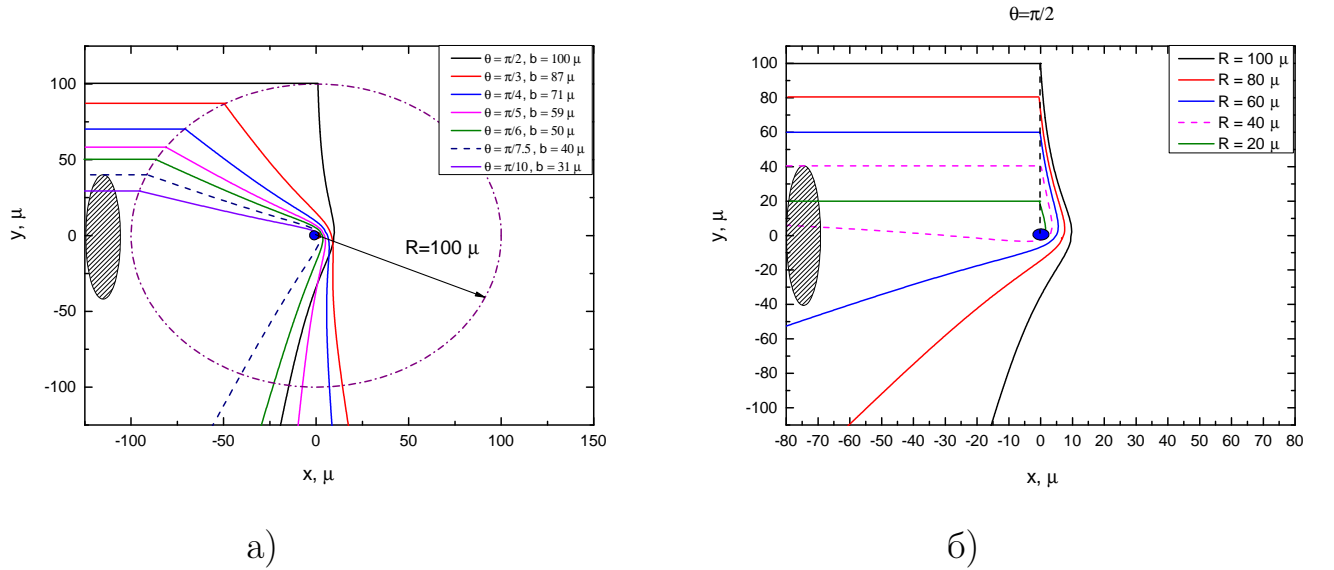


Рис. 2.6: Движение захваченных ионов в экранированном кулоновском потенциале при фиксированном расстоянии перезарядки (а) и при фиксированном угле (б). Также показано сечение поглощения (пунктир, заштрихованная область).

3 Движение нейтральных частиц

3.1 Модельные потенциалы

В предыдущей главе были рассмотрены потенциалы, которые учитывают только притяжение или отталкивание. В данной главе мы рассмотрим потенциалы, которые учитывают оба взаимодействия. Они возникают при рассмотрении взаимодействия нейтральных частиц. Так как в данном виде взаимодействия участвуют частица сравнимой массы, то необходимо перейти в систему центра масс и рассматривать движение приведенной массы $\frac{1}{\mu} = \frac{1}{M_1} + \frac{1}{M_2}$.

Известным потенциалом такого рода является потенциал Леннарда-Джонса, который в общем виде имеет вид 3.1.1:

$$U(r) = C(n, m) \cdot \varepsilon \cdot \left[\left(\frac{R_0}{r} \right)^n - \left(\frac{R_0}{r} \right)^m \right] \quad (3.1.1)$$

где C - константа, которая выбирается так, чтобы минимальное значение потенциальной энергии $U(r)$ равнялось $-\varepsilon$, ε - глубина потенциальной ямы, R_0 - расстояние, на котором энергия взаимодействия становится равной нулю.

В потенциалах Леннарда-Джонса n отвечает ветви притяжения, m - ветви отталкивания.

Часто используются потенциалы, которые имеют следующие значения $n-m$: $8-3$, $8-4$, $8-6$, $12-3$, $12-4$, $12-6$.

Возьмем глубину ямы $\varepsilon = 1$ эВ, $R_0 = 3$ Å. Энергия частиц $E = 0.03$ эВ

3.2 Движение в потенциалах Леннарда-Джонса

В качестве примера рассмотрим потенциал $n = 8$, $m = 4$, или так называемого потенциала $8-4$, рис.3.1. Для него константа $C = 4$:

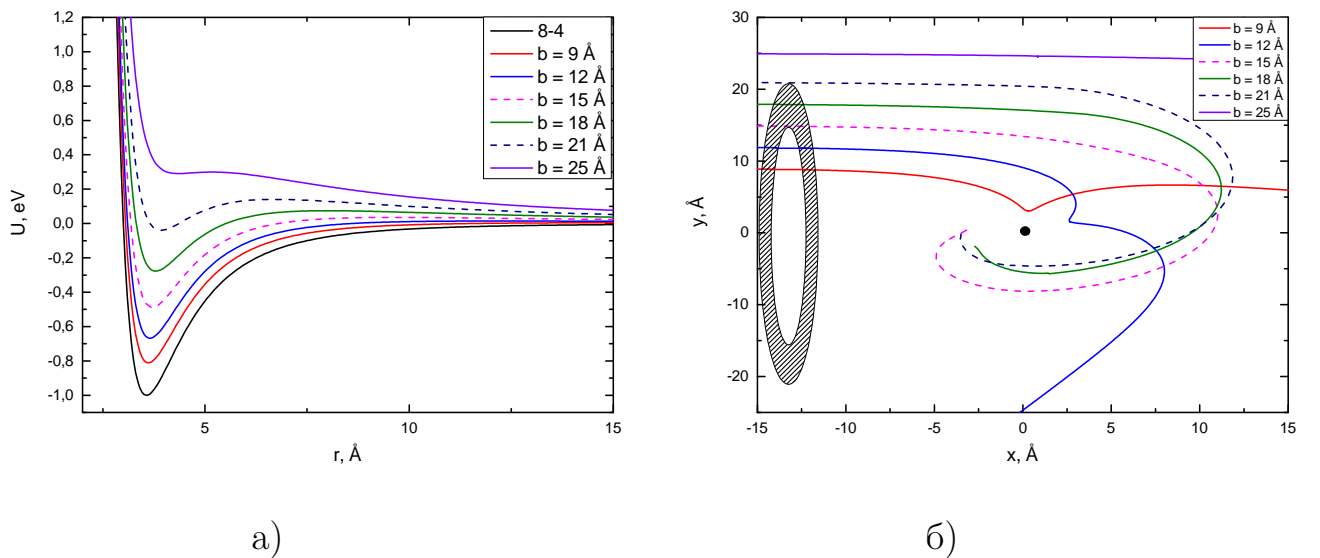


Рис. 3.1: График потенциала Леннарда-Джонса и эффективных потенциалов (а) и траектории движения (б). Также показано сечение захвата (пунктир).

Закрученные траектории представлены наполовину чтобы не загромождать график, а полностью закрученная траектория показана на примере прицельного параметра $b = 18 \text{ \AA}$, рис. 3.2. Получается, что сечение захвата не окружность, как можно было бы предположить, а кольцо. То есть, пролетая ближе или дальше определенных прицельных параметров, две молекулы не будут закручиваться.

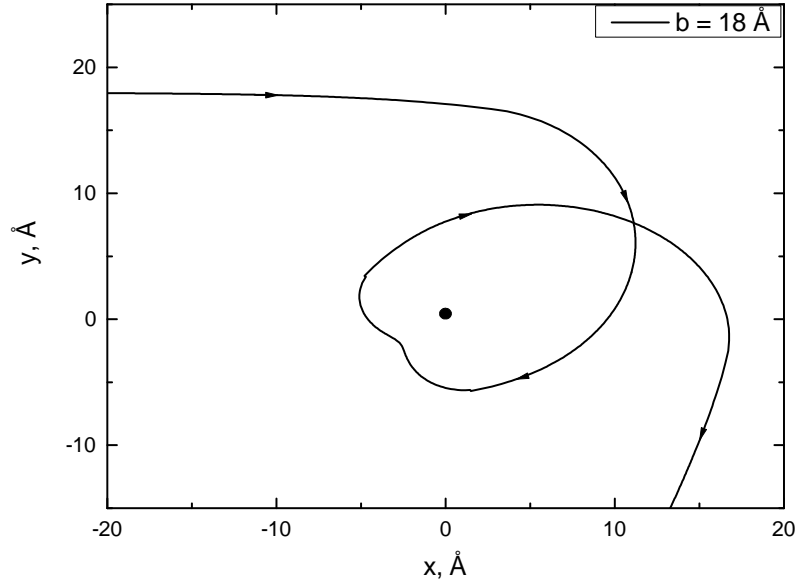


Рис. 3.2: Полный вид траектории для прицельного параметра $b = 18 \text{ \AA}$.

Мы рассматриваем задачу движения приведенной массы в системе центра масс. Можно перейти обратно в лабораторную систему согласно 3.2.1 и тогда можно пронаблюдать движение обеих частиц, рис.3.3. [11]

$$\begin{cases} x_1 = \frac{m_1}{m_1 + m_2} \cdot r \cos \varphi, \\ y_1 = \frac{m_1}{m_1 + m_2} \cdot r \sin \varphi, \\ x_2 = -\frac{m_2}{m_1 + m_2} \cdot r \cos \varphi, \\ y_2 = -\frac{m_2}{m_1 + m_2} \cdot r \sin \varphi. \end{cases} \quad (3.2.1)$$

Таким методом можно получить сечения захвата в виде колец для различных модельных потенциалов, рис.3.5. Представлены "кольца" для энергий молекул $E = 0.03 \text{ эВ}$ при вероятности протекания реакции "захвата" $P_r(b, E) \rightarrow 1$. Данная вероятность определяется в [12] следующим образом:

$$P_r(b, E) = \begin{cases} 1, & \text{если } b \leq b_{cr}; \\ 0, & \text{если } b > b_{cr}; \end{cases} \quad (3.2.2)$$

где b_{cr} - предельный прицельный параметр.

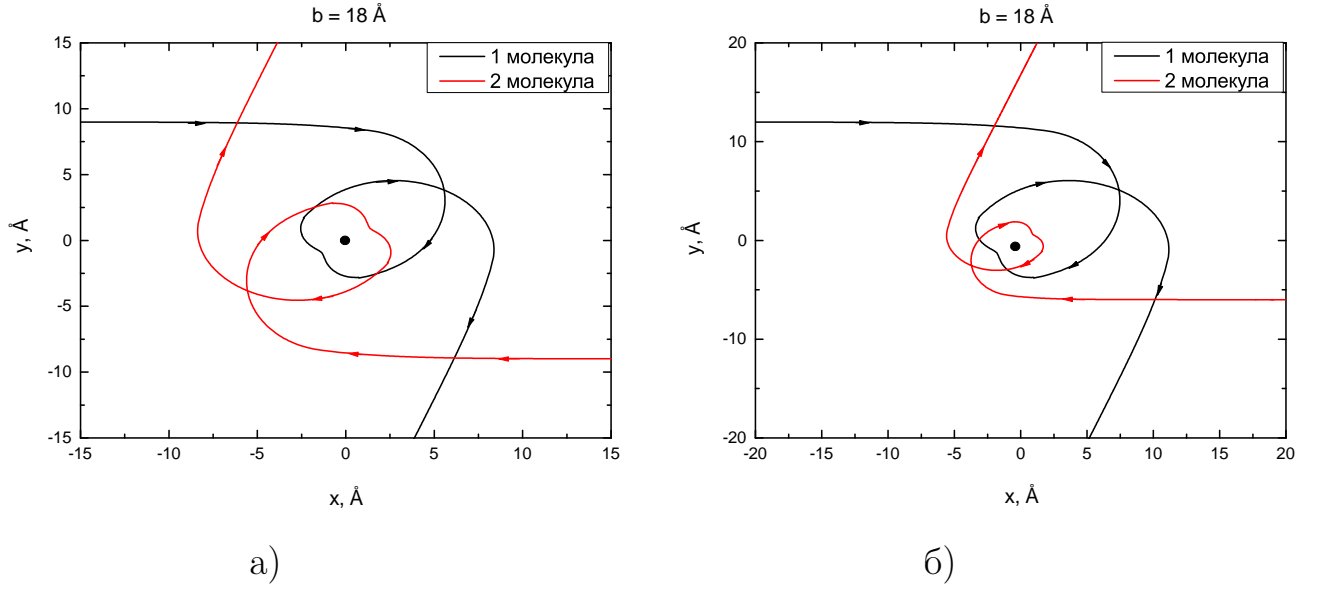


Рис. 3.3: Движение в лабораторной системе отсчета двух молекул одинаковой массы (а) и $m_1 = 2m_2$ (б).

Сечение реакции "захвата" определяется как $\sigma^r = \int_0^\infty P_r(b, E) b db = \pi b_{cr}^2$, а далее делается вывод о виде сечения:

$$\sigma^r(b, E) = \begin{cases} 0, & \text{при } E_t < E_0; \\ \pi R_{min}^2 \left(1 - \frac{E_0}{E_t}\right), & \text{при } E_t > E_0; \end{cases} \quad (3.2.3)$$

где R_{min} - минимальное расстояние максимального сближения, E_0 - выбранная/фиксированная энергия, величина которой не превосходит критическую энергию для этого потенциала, и E_t - энергия относительного поступательного движения.

Но вообще говоря, к такому подходу можно сделать два замечания. Первое - согласно такому определению сечение реакции - окружность, но как было показано и в данной работе и в других работах, например [13], сечение на самом деле имеет вид кольца.

Второе замечание - из формул видно, что в [12] считается возможной однозначная замена b_{cr} на R_{min} , что не вполне корректно. На рис. 3.4 видно, что зависимость R_{min} от b сначала почти постоянна, затем имеется резкий скачок и только на больших прицельных параметрах стремится к используемой в [12]. Зависимость приведена для потенциала L-J с $n = 8$, $m = 6$ в приведенных величинах, $R_{min}^* = \frac{R_{min}}{R_0}$, $b^* = \frac{b}{R_0}$, для энергий $E = 0.036$ эВ.

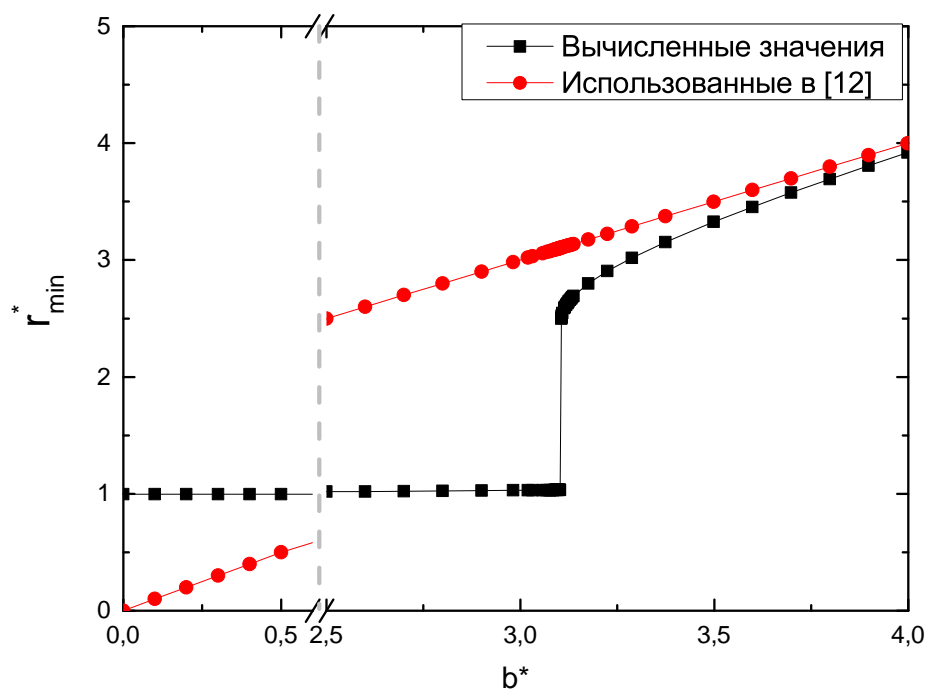


Рис. 3.4: Зависимость минимального расстояния от прицельного параметра в приведенных единицах.

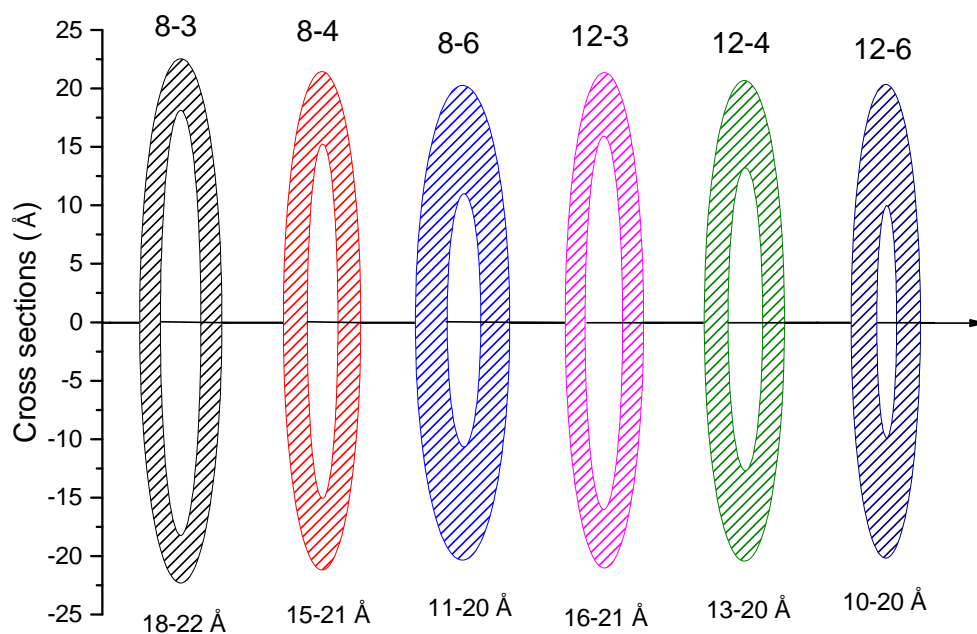


Рис. 3.5: Сравнение эффективных сечений захвата для разных потенциалов Леннарда-Джонса. Сверху указан потенциал, снизу предельные прицельные параметры захвата.

В зависимости от степени учета притяжения или отталкивания меняются границы предельных прицельных параметров.

Кроме того, "кольца" захвата также меняются в зависимости от энергий E частиц. Рассмотрим на примере потенциала $8 - 4$, рис.3.6. Видно, что если энергия молекул превышает $E = 0.5$ эВ, кольцо схлопывается и при еще более высоких температурах закручивания траекторий вообще не появляется.

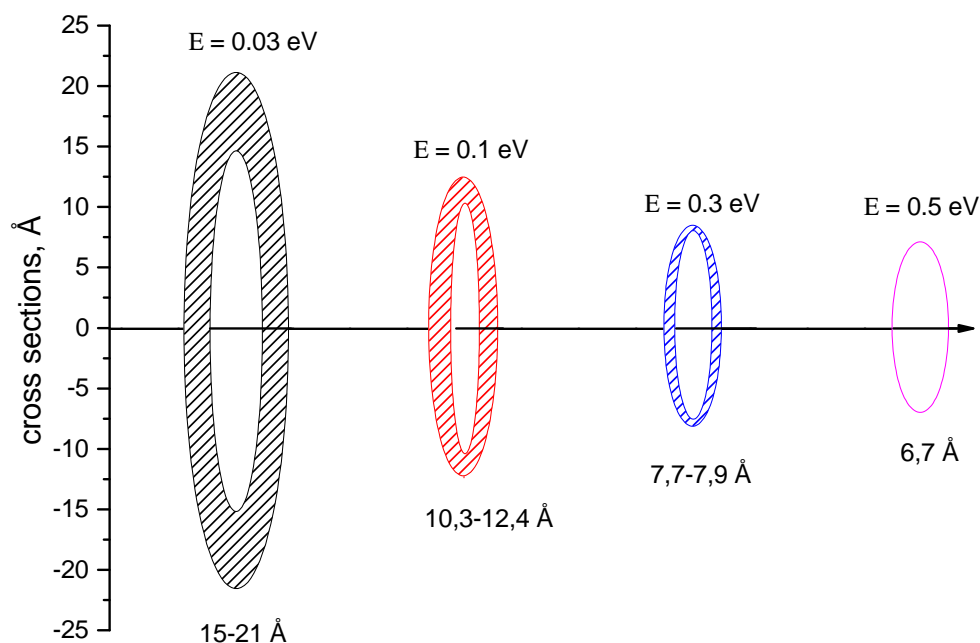
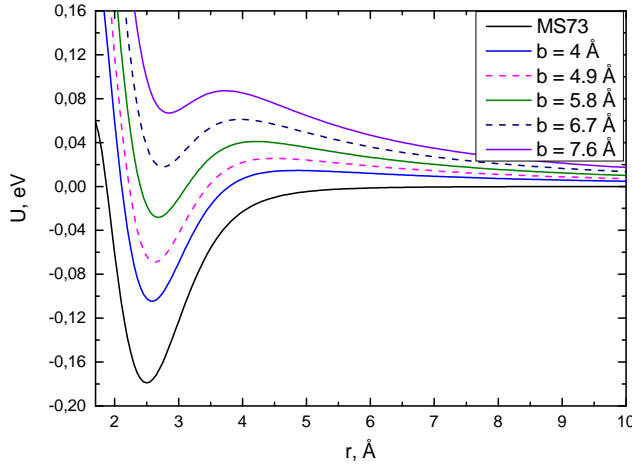


Рис. 3.6: Сравнение эффективных сечений захвата для разных энергий. Сверху указана энергия, снизу предельные прицельные параметры захвата.

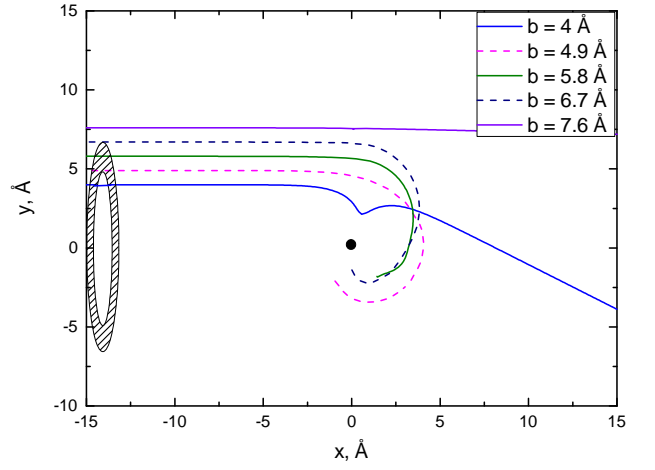
3.3 Процесс образования эксимерных молекул

Подобная задача возникает при образовании квазимолекул. В качестве примера рассмотрена рекомбинация эксимерных молекул $\text{HgXe}(A^3O^+)$. В анализе динамики образования квазимолекул $(\text{HgXe})^*$ использовались потенциалы взаимодействия атомов в начальном канале реакции рекомбинации, представленные в работах [14, 15], которые аппроксимировались моделью Леннарда-Джонса. Для модели $(8 - 3)$ параметры имеют следующие значения: глубина ямы $\varepsilon = 1400 \text{ см}^{-1} = 0.179 \text{ эВ}$, равновесное расстояние $R_0 = 2.55 \text{ Å}$. Энергия частиц $E = 0.03 \text{ эВ}$.

Траектории движения в таком потенциале имеют вид, представленный на рис. 3.7. Кольцо захвата $b = 4.9 \div 6.7 \text{ Å}$.



а)



б)

Рис. 3.7: График потенциала и эффективных потенциалов (а) и траектории движения (б). Также показано сечение захвата (пунктир).

Можно оценить время жизни такой квазимолекулы с помощью формулы:

$$\Delta p = t_{qm} \cdot \frac{\Delta U_{eff}}{\Delta R} = \sqrt{2E\mu}$$

Масса ртути $M_{Hg} = 200$ а.е.м., масса ксенона $M_{Xe} = 131$ а.е.м.. Посчитав приведенную массу и оценив ΔU_{eff} из графика эффективного потенциала и ΔR расстояние между поворотными точками для энергии столкновения частиц $E = 0.03$ эВ получаем:

$$t_{qm} = 1.4 \cdot 10^{-11} \text{ с}$$

.

Заключение

В настоящей работе методом классических траекторий были исследованы некоторые процессы, происходящие в низкотемпературной плазме. Для реализации этого метода была написана программа в среде Matlab. Такой метод математического моделирования позволил наглядно представить картину движения и сечения реакций, что является преимуществом такого подхода.

Для процессов в пылевой плазме было показано, что для разных процессов от выбора модельных представлений параметры могут существенно меняться (как для свободных ионов), а могут не зависеть (как для захваченных ионов).

Для процессов образования квазимолекул наглядно было продемонстрировано движение молекул и получены нетривиальные сечения реакции, имеющие форму "колец". Также была показана зависимость исследуемых параметров от выбора модельного потенциала и энергии молекул. С помощью такого подхода на примере полуэмперического потенциала MS была продемонстрирована картина образования квазимолекулы Hg-Xe, эффективное сечение протекания реакции и оценено время жизни такой эксимерной молекулы.

Таким образом, можно сделать вывод, что из-за трудности решения обратных задач крайне важно выбирать математическую модель исходя из физических оснований. Аккуратный выбор модельных представлений позволяет понять механизмы экспериментальных процессов, происходящих в низкотемпературной плазме разного сорта.

Благодарности

В заключение хотелось бы выразить искреннюю благодарность моему научному руководителю, проф. Ю.Б. Голубовскому и доценту Н.А. Крюкову за помощь в выполнении данной работы, а также научной группе доцента кафедры Общей физики В.Ю. Карасева за полезное обсуждение основного материала.

Список литературы

1. Островский В.Н., «Квазимолекулярная теория атомных столкновений» (Петрозаводск, 1988) с.1
2. Каплан И.Г., «Введение в теорию межмолекулярных взаимодействий» (М.:Наука, 1982) с.260-263
3. Воронин А.И., Ошеров В.И., «Динамика молекулярных реакций» (М.:Наука, 1990) с.57-58
4. Фортов В.Е., Храпак А.Г., Храпак С.А., Молотков В.И., Петров О.Ф., *УФН* **174** с. 495 (2004)
5. Краков Б.Г., Парилис Э.С., *УФН* **157** с. 477 (1989)
6. Смирнов Б.М., *УФН* **139** с. 53 (1983)
7. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М., «Механика» (М.:ФИЗМАТЛИТ, 2013) с.45-47, 66-67
8. Зар Р. «Теория углового момента» (М.:Мир, 1993) с.351
9. Каган Ю.М., Перель В.И., *УФН* **LXXXI** с. 409 (1963)
10. Bonamy L., Hoang N. M., *J. Chem. Phys.* **72** P.741 (1980)
11. Гиршфельдер Дж., Кертисс Ч., Берд Р., «Молекулярная теория газов и жидкостей»(М., 1961) с. 50-56
12. Кондратьев В.Н., Никитин Е.Е., Резников А.И., Усманский С.Я., «Термические бимолекулярные реакции в газах »(М.:Наука, 1976) с. 133-134
13. Крюков Н.А., *Опт. и спектр.* **66** с. 721 (1989)
14. Grycuk T., Findeisen M., *J. Phys. B.* **16** P.975 (1983)
15. Devdariani A.Z., Grigorian G.M., Kryukov N.A., Lednev M.G., Zagrebin A.L., *IOP Conf. Series: J. of Phys.: Conf. Series* **810** 012028 (2017)